

Министерство науки и высшего образования РФ
Федеральное государственное автономное образовательное
учреждение высшего образования
«СИБИРСКИЙ ФЕДЕРАЛЬНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ»
Институт инженерной физики и радиоэлектроники
Базовая кафедра фотоники и лазерных технологий

УТВЕРЖДАЮ
Зав. баз. кафедрой ФилТ
_____ А.Н. Втюрин
« _____ » _____ 2019 г.

МАГИСТЕРСКАЯ ДИССЕРТАЦИЯ

Динамика оптического отклика доменной структуры нематика в импульсном
магнитном поле

Научный руководитель	_____	профессор, д-р физ.-мат. наук	А.Н. Втюрин
Выпускник	_____		А.В. Баранник
Рецензент	_____	доцент, канд. физ.-мат. наук	А.С. Крылов

Красноярск 2019

РЕФЕРАТ

В отчёте по преддипломной практике на тему "Электро – и магнитооптические эффекты в жидкокристаллических доменах на поверхности полимера" 23 страницы, 8 рисунков, 12 формул, 20 источников.

ЖИДКИЕ КРИСТАЛЛЫ, 5ЦБ, ДОМЕН, РАДИАЛЬНАЯ СТРУКТУРА, ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ, МАГНИТНОЕ ПОЛЕ

Диссертация посвящена исследованию оптических эффектов, проявляющихся при прохождении света через слой доменов нематического жидкого кристалла 5ЦБ с радиально структурой директора на поверхности поликарбоната. Описывается динамика магнитооптического отклика и объясняется причина возникновения экстремумов на кривых светопропускания.

СОДЕРЖАНИЕ

Введение.....	4
1 Техника и методы эксперимента.....	7
1.1 Приготовление экспериментальных образцов.....	7
1.2 Методы исследования ориентационной структуры НЖК и характеристик светопропускания в магнитном и электрическом полях.	7
2 Оптический отклик на импульсное магнитное поле.....	9
3 Исследования светопропускания в зависимости от статического магнитного и квазистатического электрического полей.	12
4 Ориентационная структура нематика в доменах.....	14
5 Распространение неполяризованного света через отдельный домен.....	17
6 Распространение неполяризованного света через ансамбль доменов.....	22
7 Динамика оптического отклика ансамбля доменов в импульсном магнитном поле.	24
Заключение	26
Список использованных источников	29

ВВЕДЕНИЕ

В электрооптических устройствах, включая дисплеи, находят широкое применение однородные планарные, гомеотропные или закрученные слои жидких кристаллов (ЖК), а также дисперсии нематических жидких кристаллов (НЖК), заключенных в капсулах, порах и других ограниченных объемах. Самым распространенным методом оптического зондирования однородных слоев является анализ двулучепреломления, при этом ЖК слой в плоскопараллельной ячейке помещается между поляризатором и анализатором. Первый из элементов поляризует свет, а второй анализирует интегральную по толщине нематического слоя величину разности фаз между обыкновенным и необыкновенным лучами. Оптическое пропускание ЖК ячеек существенным образом зависит от прикладываемых к ним электрических или магнитных полей, которые изменяют преимущественную ориентацию молекул нематиков. Кривые оптического пропускания как функции поля характеризуются пороговыми полями Фредерикса, интерференционными экстремумами, экспоненциальным характером в области насыщения [1].

В дисперсиях ЖК изменение оптического пропускания можно наблюдать без использования анализатора. Оптические характеристики таких объектов обычно рассматриваются в рамках теории рассеяния света малыми частицами [2], при использовании которой необходимо учитывать показатели преломления ЖК и окружающей его однородной среды. Так, при исследовании ЖК капель, капсулированных в полимерной матрице (КПЖК), диаметром $2r \sim 1 - 10 \text{ }\mu\text{m}$ [3,4] в рамках данной теории, в приближении Рэлей-Ганса и приближении аномальной дифракции, были описаны некоторые результаты изменения оптического пропускания под действием электрического или магнитного полей. Дальнейшие исследования [5,6] показали, что механизм рассеяния в приближении аномальной дифракции остается пригодным для описания распространения света через КПЖК пленки с размером капель вплоть до $2r \sim 25 \text{ }\mu\text{m}$. Оптическое пропускание света, прошедшего через КПЖК пленку

с однослойным расположением капель, во внешнем электрическом поле в большинстве случаев сопровождается интерференционными осцилляциями и описывается параметрами, зависящими от размера, формы и внутренней структуры капель, а также от показателей преломления ЖК и полимера [7].

Недавно были обнаружены и исследованы домены нематических ЖК с радиально-планарной структурой, вырастающие на поверхности поликарбоната (ПК) при использовании растворной технологии [8,9]. Пропускание света в доменных ансамблях показывает существенные изменения в электрических полях и сопровождается еще более глубокими экстремумами на кривой светопропускания, чем в КПЖК пленках. Однако домены имеют размеры $d \sim 50\text{--}200\text{ }\mu\text{m}$ и плотную упаковку на поверхности ПК, что затрудняет рассматривать характеристики света, прошедшего через их ансамбли, в рамках теории рассеяния малыми частицами [2].

Также существует ряд особенностей материала, ограничивающих возможности электрооптического метода в исследовательской практике. В первую очередь это обусловлено тем, что объект представляют собой диэлектрически неоднородную анизотропную среду. Расчет распределения напряженности поля внутри домена особенно сложен в динамическом случае, когда диэлектрические свойства меняются как вследствие внутренних ориентационных превращений нематика во время действия управляющего импульса, так и по причине подвижности неизбежно присутствующих иононосителей [6]. По причине этого, в исследовательской практике для создания квазистатического управляющего поля к электрооптической ячейке обычно прикладывают переменное напряжение с частотой порядка 10^3 Hz . Использование магнитного поля устраняет как проблему, связанную с диэлектрической неоднородностью, так и с ионной переполаризацией слоя ЖК. Однако, магнитооптические исследования технически более сложны ввиду высоких значений поля насыщения в структурированном доменами слое ЖК, достигающих десятков килоэрстед [3,4].

В ходе работы была поставлена цель: выявить особенности распространения света через ансамбль доменов НЖК на поверхности поликарбоната ПК при воздействии импульсом магнитного поля с амплитудой, многократно превышающим пороговое значение.

Для достижения поставленной цели решались следующие задачи:

- изготовить экспериментальные образцы ячеек, включающих в себя слой НЖК с доменной структурой, сформированной на поверхности ПК;
- собрать экспериментальную установку и разработать методику измерений оптического пропускания экспериментальных образцов в импульсном и статическом магнитном поле;
- измерить характеристики светопропускания и провести сравнение результатов, полученных для случаев динамического отклика на магнитные импульсы разной амплитуды и медленно сканируемых статических магнитных и квазистатических электрических полей;
- исследовать изменения в ориентационной структуре нематика в доменах, обусловленные действием поля;
- выявить причину возникновения экстремумов на кривых светопропускания, измеренных в статическом и динамическом режимах;
- определить динамические параметры оптического отклика ансамбля доменов НЖК на импульс магнитного поля.

1 Техника и методы эксперимента

1.1 Приготовление экспериментальных образцов

Электрооптическая ячейка собиралась из двух стеклянных пластин с проводящим прозрачным ИТО покрытием. На одну из пластин методом центрифугирования 2 %-го раствора ПК в дихлорметане наносилась полимерная пленка. Другая обрабатывалась лецитином для задания гомеотропной ориентации. Зазор между пластинами нормировался фторопластовыми прокладками для задания требуемой толщины $d = 35 \text{ }\mu\text{m}$. В капиллярный промежуток между пластинами вводился ЖК 4-н-пентил-4-цианобифенил (5ЦБ) в нематической фазе.

1.2 Методы исследования ориентационной структуры НЖК и характеристик светопропускания в магнитном и электрическом полях

Ориентационная структура нематика в ячейке исследовалась с помощью поляризационного микроскопа. При необходимости к электродам ячейки подводилось переменное напряжение. Оптические свойства экспериментальных образцов в зависимости от электрического или магнитного поля исследовались в коллимированном свете от гелий-неонового лазера ($\lambda = 633 \text{ nm}$) или галогеновой лампы. При помощи светофильтров из спектра лампы выделялась полоса с максимумом на длине волны $\lambda \approx 0.630 \text{ }\mu\text{m}$. Из пучка света, прошедшего через ячейку, диафрагмой отсекалась часть, рассеянная под углом больше 0.5° . Интенсивность регистрировалась с помощью фотоэлектронного умножителя.

Исследование динамики отклика проводилось на импульсной установке емкостью 60 кДж. Магнитное поле создавалось током разряда батареи конденсаторов на соленоид. Образец помещался в термостатируемую кювету внутри соленоида так, чтобы плоскость пленки была перпендикулярна

магнитному полю. Измерение магнитного поля внутри соленоида производилось индукционным методом с помощью катушки из медного проводника, намотанной вокруг образца на полый каркас из немагнитного материала. Напряжение, наводимое переменным магнитным полем, пропорционально числу витков в катушке N , площади витков S , и скорости изменения поля H во времени t : $U(t) = N \cdot S \cdot dH/dt$. Для определения H проводилось аппаратное интегрирование. Постоянная времени интегратора $\tau_i = 800 \text{ ms}$ выбиралась с тем, чтобы она была много больше постоянной времени установки, определяемой емкостью зарядной батареи и индуктивностью соленоида, и в то же время достаточно малой, чтобы амплитуда сигнала оставалась существенной и была надежно зарегистрирована.

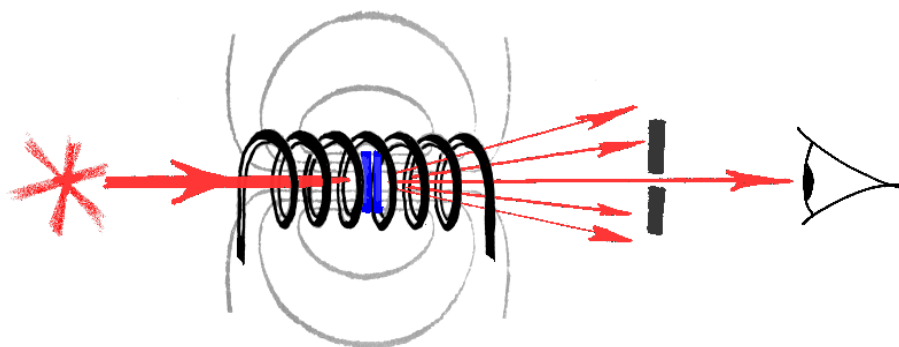


Рисунок 1. – Схематическое изображение установки для исследования оптического отклика на импульс магнитного поля

Для исследований в постоянном магнитном поле образцы помещались между полюсами электромагнита с соосными отверстиями для луча лазера, так, чтобы силовые линии H были расположены перпендикулярно к подложкам. Магнитного поля менялось со скоростью 4 kOe/min в диапазоне $0 \div 25 \text{ kOe}$ и измерялось при помощи калиброванного датчика Холла. Для электрооптических исследований прикладываемое к ИТО-электродам переменное напряжение U с частотой 1 kHz изменялось со скоростью 4 V/min в диапазоне $0 \div 80 \text{ V}$. Все экспериментальные процедуры и исследования проводились при температуре $t = 25^\circ\text{C}$.

2 Оптический отклик на импульсное магнитное поле

Изменение магнитного поля при разряде конденсаторной батареи представлено на рисунке 2. Здесь приведены осциллограммы, соответствующие разным значениям напряжения U_c на заряженной батарее. Импульс имеет вид, характерный для колебательного разряда конденсатора через RL -цепь. Отрицательный полупериод тока через соленоид отсутствует, так как в качестве электронного ключа используется управляемый диод – тиристор. Время нарастания магнитного поля до амплитудного значения составляет $t_{RH} \approx 12$ ms. Длительность импульса до полного затухания $t_H \approx 37$ ms.

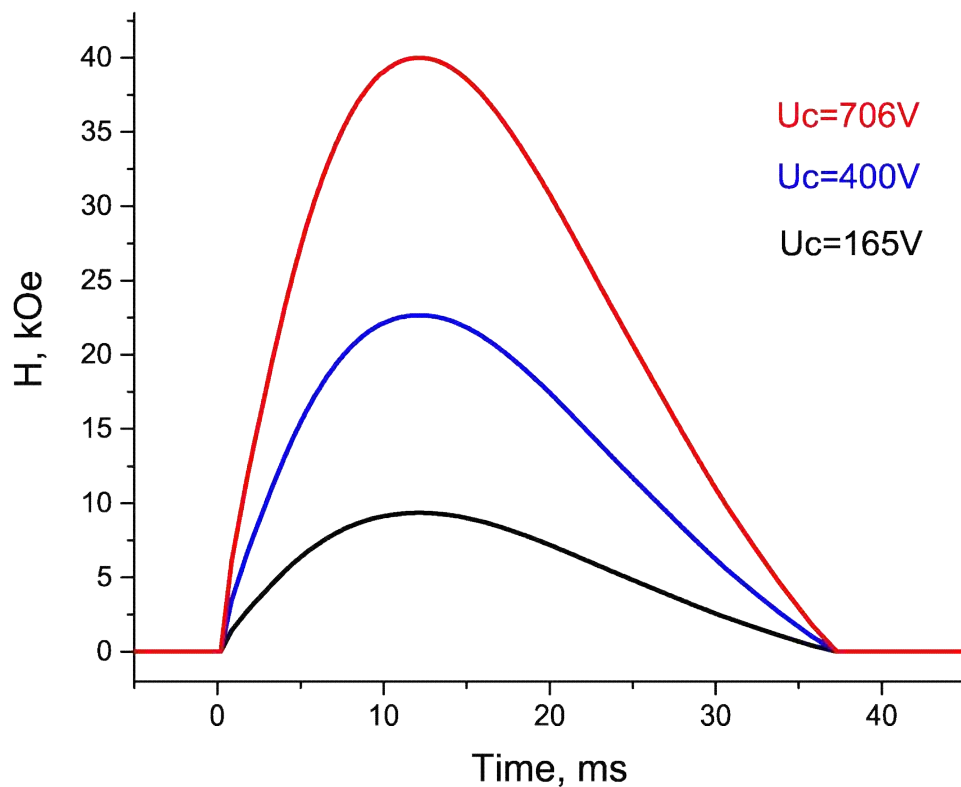


Рисунок 2. – Импульсы магнитного поля при разных напряжениях U_c на заряженной конденсаторной батарее

Следует отметить, что возможности экспериментальной установки не ограничиваются показанным на рисунке 2 максимальным значением амплитуды $H_{\max} \approx 39$ kOe. При использовании соленоида с меньшей

индуктивностью были получены импульсы с амплитудой, превышающей 100 kOe. [10]

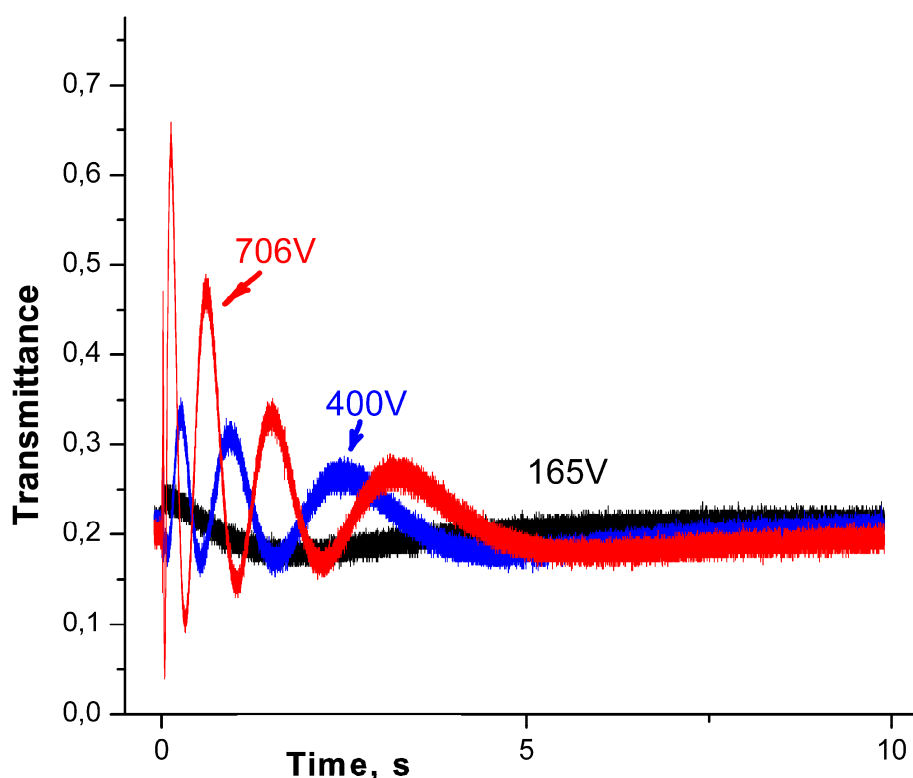


Рисунок 3. — Осциллограммы оптического отклика на импульсы магнитного поля при разных значениях напряжения на заряженной конденсаторной батарее. Длительность воздействующего импульса $t_H \approx 37$ ms

На рисунке 3 представлены осциллограммы оптического отклика слоя НЖК на импульсы магнитного поля, соответствующие показанным на рисунке 2. В качестве источника света использовался лазер. Форма кривых светопропускания носит выраженный затухающий осциллирующий характер. Амплитуда и количество экстремумов на кривых релаксации зависит от амплитуды инициирующего импульса. Время полной релаксации светопропускания к исходному значению составляет $t_D \approx 10$ s, что существенно превышает длительность самого импульса.

Полученных данных недостаточно чтобы делать предположения о природе обнаруженного эффекта. Наблюдаемые на кривых осцилляции интенсивности зондирующего излучения не могут быть связаны с фазовой

модуляцией света в ЖК [1], поскольку в схеме измерений не использовались поляризаторы. Отсутствие монотонности также не может быть объяснено интерференционными эффектами, связанными с прохождением излучения через ансамбль капсул нематика в полимерной матрице [7], поскольку в нашем случае образец представляет собой сплошной слой ЖК, структурированный только доменными стенками. Для выявления причины возникновения экстремумов необходимо провести анализ ориентационных превращений структуры директора нематика в самих доменах, сопоставив ее с регистрируемым светопропусканием при известном значении действующего поля.

3 Исследования светопропускания в зависимости от статического магнитного и квазистатического электрического полей

На рисунке 4. приведена зависимость интенсивности лазерного излучения I , прошедшего через образец, от постоянного магнитного поля H . Здесь также представлена зависимость интенсивности света I , прошедшего через образец от переменного напряжения U при соответствующем выборе масштабов. Светопропускание измерялось в режиме медленно меняющихся магнитного и электрического полей. Зависимости имеют пороговые значения H_{th} и U_{th} , несколько экстремумов, и монотонно затухающую область изменений.

Видно, что кривые $I(U)$ и $I(H)$ практически совпадают при нормировочной постоянной, равной 1.1. Поэтому ориентирующее действие электрического и магнитного поля можно считать эквивалентным и в дальнейшем вместо поля H использовать поле E , обусловленное приложенным к ячейке переменным электрическим напряжением [9].

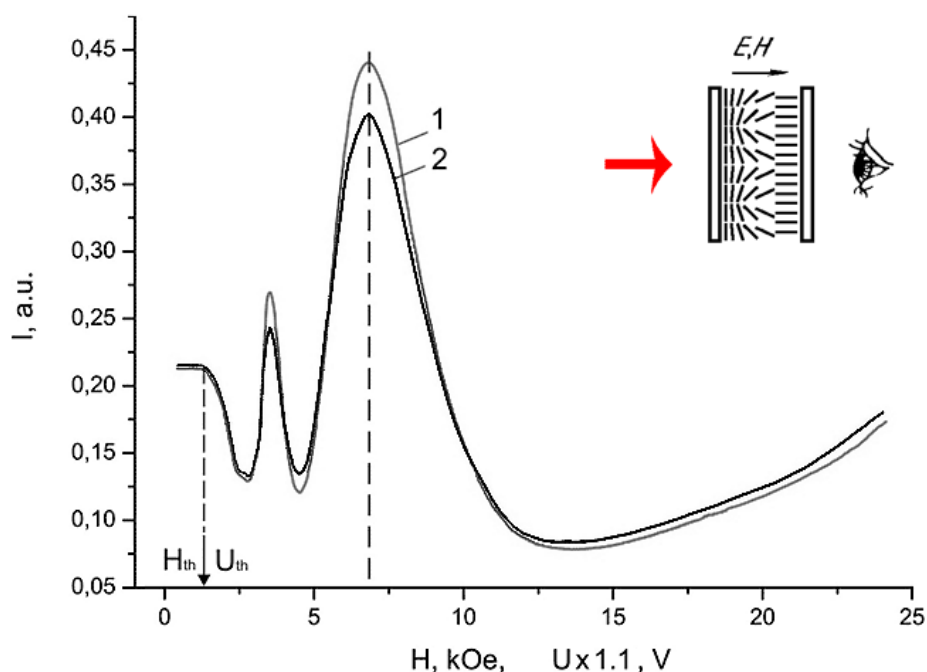


Рисунок 4. – Зависимости интенсивности света I , прошедшего через образец, от магнитного поля H (кривая 1) и от напряжения U (кривая 2). На вкладке представлена оптическая схема измерений характеристик светопропускания

Это позволяет одновременно с воздействием электрическим полем исследовать изменения в ориентационной структуре нематика в ансамбле доменов методами поляризационной микроскопии.

4 Ориентационная структура нематика в доменах

На рисунке 5 представлены микрофотографии текстурных картин фрагмента исследуемого образца, полученные в режиме наблюдения со скрещенными поляризаторами. В отсутствие электрического напряжения (рисунок 5, сверху) наблюдается картина, характерная для радиально-планарной ориентационной структуры нематика, простирающейся от пленки ПК в объем слоя на длину когерентности ξ . Такая структура возникает всегда, если толщина слоя ЖК d превышает ξ [9,11,12], даже в том случае, когда противоположная поверхность ячейки специально подготовлена для гомеотропной ориентации. При наличии напряжения U , превышающего пороговое значение U_{th} , когда электрическая длина когерентности ξ_E становится равной ξ [11], текстура приобретает вид, характерный для радиально-гомеотропной структуры (рисунок 5, внизу). Видно, что под действием электрического поля домены и их секторы меняют окраску. Однако вдоль радиусов доменов прослеживается однотонность, что свидетельствует об радиально однородном распределении наклона директора.

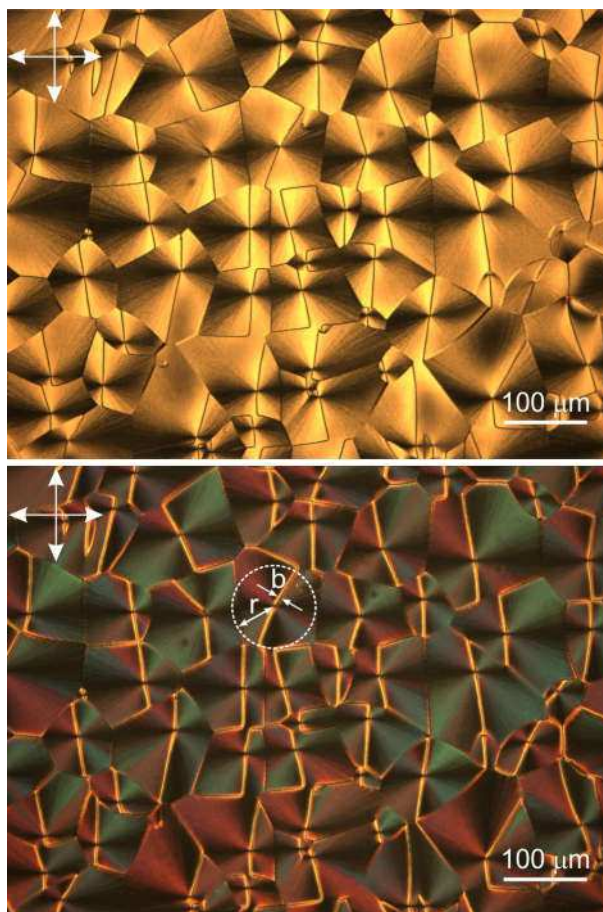


Рисунок 5. – Микрофотографии ансамбля доменов, сформировавшихся в плоской ячейке, одна из пластин которой покрыта пленкой ПК. Изменение текстурной картины на фото внизу обусловлено приложенным электрическим напряжением $U = 4.65$ V. Пунктиром обозначен домен, характеризуемый средним радиусом r и шириной линии дисклинации b . Направления поляризаторов микроскопа показаны стрелками

Дополнительно, для исследования оптических свойств, стеклянные пластинки без полимерного покрытия, с пленкой ПК, а также заполненная ЖК ячейка, просвечивались поочередно лучом лазера. Выявленное незначительное рассеяние на подложке, покрытой ПК. Вероятнее всего, оно обусловлено дифракцией света на структурных неоднородностях, развивающихся в поверхностном слое при быстром испарении растворителя [13], и сопоставимо с рассеянием на шероховатых полимерных поверхностях [14]. Введение ЖК в плоский капилляр ячейки сопровождалось кратковременным увеличением рассеяния, вызванное, по-видимому, неоднородностью нематического слоя. Установившееся в течение нескольких секунд значение интенсивности прошедшего через образец света медленно экспоненциально снижается (рисунок 6.). Одновременно с этим наблюдается возникновение и рост доменов

на пленке ПК. Процесс длится несколько минут, и характеризуется линейным по времени увеличением радиусов доменов. Из анализа приведенных на рисунке 6. зависимостей следует, что изменение светопропускания в процессе формирования доменной структуры происходит монотонно.

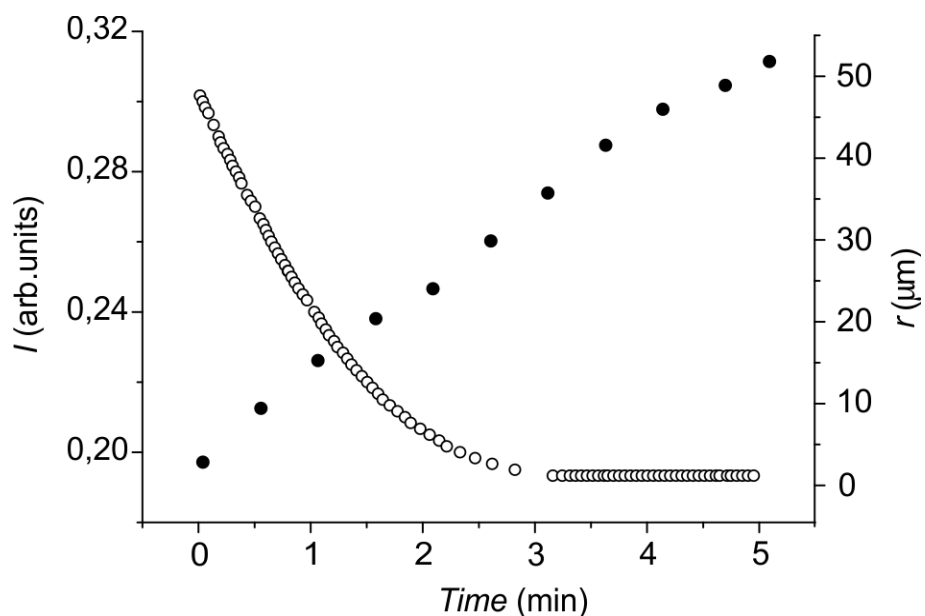


Рисунок 6. – Изменение интенсивности I света, прошедшего через образец (ось слева) и среднего радиуса доменов r (ось справа) в процессе формирования доменной структуры ЖК на пленке ПК

Таким образом, можно утверждать, что характерный интерференционный вид кривых светопропускания на рисунках 3. – 4. обусловлен независимым вкладом каждого домена в общую картину электрооптического отклика и не связан с морфологией доменной структуры всего ансамбля.

5 Распространение неполяризованного света через отдельный домен

Рассмотрим распространение неполяризованного света, содержащего колебания всех направлений, через отдельный домен в ансамбле. В начальном приближении представим домен в виде цилиндра между пластинами ячейки, к основаниям которого приложено электрическое напряжение U (рисунок 7.). Свет падает нормально к плоскости ячейки. На умозрительной плоскости, рассекающей домен перпендикулярно падающему свету, произвольно выберем точки 1 и 2. Очевидно, что лучи, прошедшие без отклонения не образуют суперпозицию в пространственно разделенных точках $1'$ и $2'$ на плоскости фотоприемника. Допуская некоторое малое рассеяние света, прошедшего через домен, на достаточно удаленном детекторе всегда можно найти точку O , в которой луч из точки 1 сходится с лучом из точки 2. Согласно континуальной теории, в каждой точке ЖК оптические свойства соответствуют одноосному кристаллу [15]. В таком приближении, окрестности выбранных точек можно считать малыми кристаллическими пластинками с оптическими осями вдоль директора, проходя через которые свет испытывает двойное лучепреломление. При однонаправленной ориентации оптических осей в указанных точках лучи также не могли бы интерферировать, поскольку их обыкновенные и необыкновенные компоненты всегда были бы поляризованы во взаимно перпендикулярных направлениях.

В рассматриваемой здесь схеме нематик образует радиальную ориентационную структуру. В каждой точке выбранной плоскости директор n образует с нормалью одинаковый угол θ и азимутально ориентирован вдоль радиуса домена. Следовательно, необыкновенные компоненты E_{e1} и E_{e2} сонаправлены с соответствующими радиусами, а обыкновенные E_{o1} и E_{o2} перпендикулярны им. Вначале рассмотрим частный случай падающего плоскополяризованного света от когерентного источника. Тогда обыкновенный луч из точки 1, сможет интерферировать в O с необыкновенным лучом из точки 2 вследствие неперпендикулярности в них направлений колебаний E_{o1} и E_{e2}

соответственно. Очевидно, что это также справедливо и для пары E_{o2} и E_{e1} . Пусть $E_o = E_{o1}$ и $E_e = E_{e2}$ образуют на плоскости детектора угол ψ . С учетом разности фаз δ , возникающей при их распространении через преломляющую среду, суммируем их проекции на соответствующие оси декартовой системы координат, заданной в точке O , и находим квадраты этих сумм. Сумма E_x^2 и E_y^2 дает квадрат амплитуды результирующего колебания

$$E^2 = E_o^2 + E_e^2 + 2E_oE_e \cos \psi \cos \delta \quad (1)$$

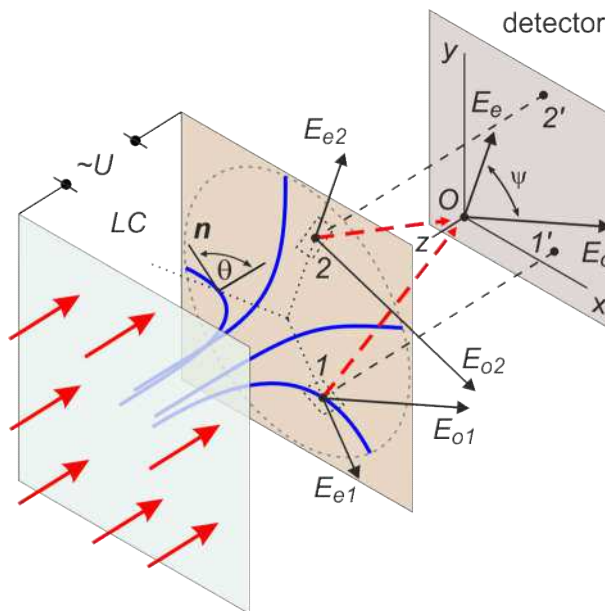


Рисунок 7. – Распространение неполяризованного света через радиально-гомеотропную структуру нематика в домене. Директор \mathbf{n} образует угол θ с осью z , совпадающей с направлением падающего света. Обыкновенная $E_o = E_{o1}$ и необыкновенная $E_e = E_{e2}$ волны из точек 1 и 2, интерферируют в точке O детектора

Учитывая, что в однородной радиальной структуре все ψ равновероятны, можно предположить, что интерференционный член также проявится в общей интерференционной картине. Пусть n_o и n_e показатели преломления нематика для света с длиной волны λ . В любой точке домена обыкновенный луч распространяется в ЖК с одинаковой скоростью не зависимо от угла падения [15]. Скорость распространения необыкновенного луча меняется вдоль z в

зависимости от эффективного показателя преломления n_{eff} , определенного только углом θ наклона директора к этой оси

$$n_{eff} = \frac{n_e n_o}{\sqrt{n_e^2 \cos^2 \theta + n_o^2 \sin^2 \theta}} \quad (2)$$

Поскольку азимутально E_e всегда сонаправлен с директором, показатель n_{eff} одинаков по всей плоскости, заданной z координатой. Разность фаз при стремлении директора нематика \mathbf{n} в электрическом поле перейти от радиально-планарной ориентации на поверхности ПК, где $\theta = \pi/2$, к гомеотропной $\theta = 0$ в объемном слое определится как

$$\Delta = \frac{2\pi}{\lambda} \int_0^{\xi_E} (n_{eff}(z) - n_o) dz, \quad (3)$$

где ξ_E – длина электрической когерентности [9].

Свободную энергию ЖК в объеме V в присутствии электрического поля \mathbf{E} запишем в виде

$$F = \frac{K}{2} \int_V \left[(\nabla \cdot \mathbf{n})^2 + (\nabla \times \mathbf{n})^2 - \frac{1}{8\pi} \Delta \varepsilon (\mathbf{n} \cdot \mathbf{E})^2 \right] dV, \quad (4)$$

где K – модуль упругости в одноконстантном приближении [15];

$\Delta \varepsilon$ – анизотропия диэлектрической проницаемости.

В соответствие с конфигурацией, представленной на рисунке 7., выразим компоненты директора \mathbf{n} в цилиндрических координатах: $n_r = -\sin \theta$, $n_\varphi = 0$, $n_z = \cos \theta$, где φ – угол в плоскости, перпендикулярной z [15]. В результате стандартной процедуры минимизации свободной энергии получим

$$\frac{\partial^2 \theta}{\partial \rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \theta}{\partial \rho} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial z^2} = \left(\frac{1}{\rho^2} + \frac{1}{\xi_E^2} \right) \quad (5)$$

В случае однородного поля директора вдоль радиуса домена ρ первые два члена в выражении (5) исчезнут, и решение дифференциального уравнения даст

$$\frac{\partial \theta}{\partial z} = -\sqrt{\frac{1}{\rho^2} + \frac{1}{\xi_E^2}} \sin(\theta) \quad (6)$$

Подстановка $n_{eff}(z)$ из (2) и dz из (6) в (3) приводит к выражению

$$\Delta = \frac{2\pi n_o}{\lambda \sqrt{\frac{1}{\rho^2} + \frac{1}{\left(\frac{d}{U} \sqrt{\frac{4\pi K}{\Delta \epsilon}}\right)^2}}} \int_0^{\pi/2} \left[\frac{n_e}{\sqrt{n_e^2 \cos^2 \theta + n_o^2 \sin^2 \theta}} - 1 \right] \frac{1}{\sin \theta} d\theta, \quad (7)$$

где d – толщина домена.

Как было показано выше, скорость распространения волн E_o и E_e вдоль домена не зависит от азимутальной ориентации директора. Следовательно, разность фаз Δ , возникшая между ними при прохождении света с некоторым значением λ через домен, одинакова. Из этого следует, что равновероятные неортогональные взаимодействия всех обыкновенных и необыкновенных составляющих когерентны при любом направлении поляризации в падающем луче. Несложно показать, что вследствие однородности радиальной структуры домена, заданным в плоскости сечения точкам 1 и 2 сопоставляются линии, образующие два скрещенных диаметра. Следовательно, при расчете регистрируемой детектором интенсивности $I = \langle E^2 \rangle$ результаты суперпозиции волн, соответствующих всем произвольно заданным точкам в плоскости сечения домена, эквивалентны относительно вращения домена вокруг оси

симметрии на угол, кратный $\pi/2$. Обобщая уравнения (1) и (7) на случай неполяризованного света $\langle E_o^2 \rangle = \langle E_e^2 \rangle = I_0 / 2$ [16], усредняя $\cos \psi$, получим

$$I = I_0 \left(1 + \frac{2}{\pi} \cos \Delta \right), \quad (8)$$

где I_0 – интенсивность падающего света. Таким образом, можно ожидать интерференционные минимумы и максимумы в электрооптическом отклике $I(U)$ при последовательном достижении значений $\Delta(U)$, кратных π , вследствие перестройки ориентационной структуры нематика в домене под действием электрического поля [9,17].

6 Распространение неполяризованного света через ансамбль доменов

На рисунке 8 представлены рассчитанные из выражений (7 и 8) и экспериментально полученные значения интенсивности I света, прошедшего через ячейку, в зависимости от приложенного напряжения U . На кривой электрооптического отклика $I(U)$ видны несколько экстремумов выше порогового значения U_{th} , после чего плавно достигается насыщение. Для расчетов использовались литературные данные для 5ЦБ при $t = 25^\circ\text{C}$ $n_e = 1.7057$, $n_o = 1.5281$ [18], $\Delta\epsilon = 13.3$, $K = (K_{11} + K_{33})/2 = 5.48 \cdot 10^{-7}$ дин [13], где K_{11} , K_{33} – модули упругости для поперечного и продольного изгибов, соответственно. Напряжение U варьировалось с шагом 0.02 V, начиная от порогового значения $U_{th} = 0.4$ V, определенного из равенства $\xi_E = 1/E (4\pi K/\Delta\epsilon)^{1/2}$ [9], где $E = U/d$, $d = 35$ μm – толщина слоя ЖК и $\xi = r/4[\pi/\ln(r/b)]^{1/2}$ [15], $b = 10$ μm – ширина линии дисклинации, $\rho = r = 50$ μm – средний радиус доменов (рисунок 5.). Для согласования расчетных данных с измеренными в выражение (8) вводились поправочные коэффициенты, учитывающие потери при отражениях на поверхностях подложек ячейки, рассеянии на границе ЖК – полимер, на стенках и линиях дисклинаций в доменах [8,12,17]. С учетом этого выражение (8) приобретает вид

$$I = A + B \left(1 + \frac{2}{\pi} \cos \Delta \right).$$

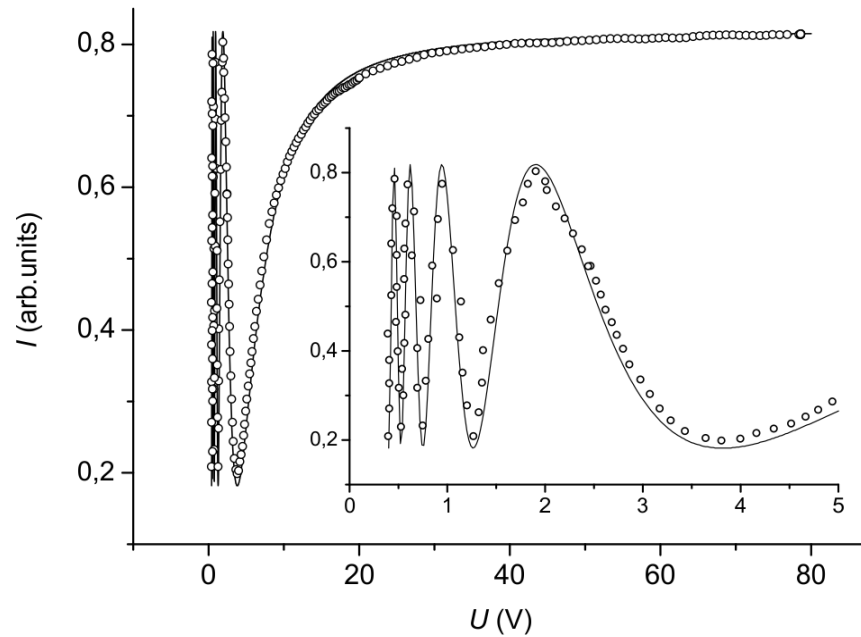


Рисунок 8. – Экспериментальные (кружки) и расчетная (сплошная линия) значения интенсивности I света $\lambda = 0.630 \text{ }\mu\text{m}$, прошедшего через ансамбль доменов ЖК, в зависимости от электрического напряжения U . На вставке показан начальный участок характеристики светопропускания до 5V

Следует отметить, что при сопоставлении результатов производился упрощенный учет дисперсии в среде. Такой подход оправдан значительно меньшим, по порядку величины вкладом в фазовую задержку значений длины волны по сравнению с управляющим напряжением. В выражение (7) переменные соотносятся как $\lambda \sim U \cdot 10^{-5}$ в единицах СГСЭ. В частности, кривая электрооптического отклика, экспериментально полученная без использования светофильтров имела схожий вид. Также, качественный анализ (7) показывает, что вклад дисперсии в фазовую задержку несущественен при значениях $\rho \gg \lambda$. Результаты расчетов при варьировании этих параметров показывают, что только при уменьшении радиуса домена ниже значения $\rho < 5 \text{ }\mu\text{m}$ экстремумы на кривой $I(U)$ начинают заметно смещаться влево. Также, примененная модель не учитывает реализуемую на практике форму отдельного домена и морфологию доменной структуры в целом. Тем не менее, хорошее согласование расчетных и экспериментальных значений подтверждает правильность теоретического подхода, который мы применим и для динамического случая.

7 Динамика оптического отклика ансамбля доменов в импульсном магнитном поле

Динамику переходных процессов в осциллирующем отклике можно описать, анализируя форму огибающих амплитуд соответствующих экстремумов. Как было показано выше, экстремумы в оптическом отклике возникают из-за периодичности в фазовом сдвиге между интерферирующими волнами вследствие деформации поля директора ЖК в домене. Логично предположить, что динамика этой деформации и огибающих кривых в оптическом сигнале описывается одними и теми же временными параметрами.

Уравнение движения директора под действием магнитного поля H представим в виде

$$K \frac{\partial^2 \theta}{\partial z^2} + \Delta\chi H^2 \sin \theta \cos \theta = \gamma \frac{\partial \theta}{\partial t}, \quad (9)$$

где $\Delta\chi$ – анизотропия магнитной восприимчивости;

γ – коэффициент вращательной вязкости [15].

Решение этого дифференциального уравнения приводит к выражению, описывающему динамику деформации директора в домене

$$\theta(z, t) = \frac{\pi}{2} e^{-a^2 c^2 t} \frac{sh(-cz)}{sh(-cd)}, \quad (10)$$

где $a^2 = K/\gamma$, $c = \pi/d$, $a^2 c^2 = 1/t_R$. Время нарастания t_R отклика светопропускания на прямоугольный импульс поля можно определить, решая (9) с подстановкой (10)

$$t_R = \frac{\gamma}{K \left(\frac{1}{\rho^2} + \frac{1}{\xi_H^2} - \frac{\pi^2}{d^2} \right)}, \quad (11)$$

где $\xi_H = 1/H(K/\Delta\chi)^{1/2}$ – магнитная длина когерентности.

Для определения времени спада t_D в области релаксации из выражения (11) исключаем член, определяемый ориентирующим действием магнитного поля

$$t_D = \frac{\gamma}{K \left(\frac{1}{\rho^2} - \frac{\pi^2}{d^2} \right)}. \quad (12)$$

Рассчитанное с использованием литературного значения $\gamma=1P$ [20], время релаксации $t_D = 8.4$ s хорошо согласуются с экспериментально наблюдаемым. Во всех трех случаях на рисунке 3. видно, что не зависимо от амплитуды короткого инициирующего импульса, огибающая медленного затухания осцилляций в отклике стремится к значению начального пропускания за время того же порядка, что и t_D . Сложнее оценить время включения, поскольку наблюдаемое время реакции соизмеримо с длительностью нарастания самого импульса поля $t_{RH} \approx 12$ ms. В такой схеме измерения можно охарактеризовать t_R как время запаздывания оптического отклика на импульс с пологим фронтом. Приблизительно приняв за уровень действующего значения поля $0.7 H_{max}$, так как это соответствовало бы синусоидальной форме импульса, получим из (11) время нарастания отклика $t_R = 11$ ms на импульс с амплитудой $H_{max} = 39$ kOe. Здесь использовалось литературное значение $\Delta\chi=1.16 \times 10^{-7}$ [18].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В ходе исследований были получены следующие результаты:

- собраны электрооптические ячейки, включающие в себя структурированный доменами слой нематического жидкого кристалла, заключенного между прозрачными подложками с токопроводящим покрытием, на одну из которых нанесен слой поликарбоната;

- собрана экспериментальная установка и разработана методика измерений характеристик оптического пропускания исследуемых образцов в статическом и импульсном магнитном поле. Обнаружены экстремумы светопропускания в оптическом отклике на импульсы магнитного поля с амплитудой до 40kOe;

- при сравнении характеристик светопропускания в случаях статического магнитного и квазистатического электрического полей показано качественное их согласование, что позволяет сопоставить с магнитным полем наблюдаемые при варьировании электрического напряжения ориентационно-структурные превращения в доменах нематика. Анализ полученных поляризационно-микроскопическими методами текстурных картин выявил однородную радиальную структуру поля директора нематика в доменах, сохраняющуюся при действии электрического поля, многократно превышающего пороговое значение. Анализ характеристик светорассеяния ЖК ячейки в процессе формирования доменов в слое нематика не выявил связи морфологической структуры всего ансамбля с интерференционным характером электро- и магнитооптического отклика;

- рассмотрено распространение неполяризованного света через отдельный домен нематического ЖК в ансамбле, к которому прикладывалось электрическое напряжение, и получено выражение для интенсивности I прошедшего света, содержащее разность фаз Δ между необыкновенными и обыкновенными лучами, а также выражение, связывающее Δ с соответствующими показателями преломления n_e и n_o и напряжением U ;

- экспериментально обнаруженные экстремумы в магнитооптическом и электрооптическом отклике объяснены интерференцией, вследствие фазового сдвига между неортогональными обыкновенными и необыкновенными волнами. Эффект обусловлен фазовым расщеплением волнового фронта двулучепреломляющей структурой домена с радиальной ориентацией директора ЖК;

- теоретически и экспериментально описаны динамические параметры отклика доменной структуры на импульсное воздействие. Показано, что отношение времен реакции t_R и релаксации t_D в оптическом отклике достигает значения 10^{-3} ;

- в исследованном образце при управляющем напряжении $U < 1V$ происходит переключение между несколькими состояниями минимального и максимального пропускания неполяризованного света в полосе с максимумом $\lambda = 0.630 \mu m$. При соответствующей оптимизации параметров, материал может быть использован при разработке низковольтных оптических устройств без применения поляризаторов, например в информационных дисплеях с пассивно матричной адресацией, где время выключения оптического состояния должно быть много больше времени включения.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. Blinov, L.M. Electrooptic effects in liquid crystal materials / L.M. Blinov, V.G. Chigrinov // New York: Springer-Verlag, 1994. – 464 p.
2. Ван де Хюлст, Г. Рассеяние света малыми частицами / Г. Ван де Хюлст // М.: Иностранная литература, 1961. – 536 С.
3. Zumer, S. Light scattering from a small nematic droplet / S. Zumer, J.W. Doane // Phys. Rev. A. – 1986. – Vol. 34. – Pp. 3373–3386.
4. Zumer, S. Light scattering from nematic droplet: Anomalous-diffraction / S. Zumer // Phys. Rev. A. – 1988. – Vol. 37. – Pp. 4006–4015.
5. Конколович, А.В. Интерференционное гашение света, проходящего через монослойную пленку капсулированных полимером нематических жидких кристаллов / А.В. Конколович, В.В. Пресняков, В.Я. Зырянов, В.А. Лойко, В.Ф. Шабанов // Письма в ЖЭТФ. – 2000. – Т. 71. – Вып. 12. – С. 710–713.
6. Barannik, A.V. Interference and ion effects in the electro-optical response of PDNLC film / A.V. Barannik, V.F. Shabanov, V.Ya. Zyryanov, V.I. Lapanik, V.S. Bezborodov // J. SID. – 2005. – Vol 13, №4. – Pp. 273-279.
7. Баранник, А.В. Интерференционные осцилляции в динамике оптического отклика капсулированных полимером нематических жидких кристаллов / А.В. Баранник, А.В. Шабанов, В.Я. Зырянов // Письма в ЖТФ. – 2002. – Т.28, Вып.16. – С. 25-31.
8. Паршин, А.М. Доменные структуры нематиков на на поверхности полимера / А.М. Паршин, В.А. Гуняков, В.Я. Зырянов, В.Ф. Шабанов // Жидкие кристаллы и их практическое использование. – 2012. – Вып.1. – С. 42–51.
9. Паршин, А.М. Ориентационные переходы в электрическом и магнитном поле в двухслойных структурах нематика, индуцированных поверхностью полимера / А.М. Паршин, В.А. Гуняков, В.Я. Зырянов, В.Ф. Шабанов // Жидкие кристаллы и их практическое использование. – 2013. – Вып.2. – С. 26–36.

10. Паршин, А.М. Оптический отклик капель нематика в полимерной матрице на импульсное воздействие сильного магнитного поля / А.М. Паршин, А.В. Баранник // Письма в ЖТФ. – 2009. – Т.35, Вып.24. – С. 88–94.
11. Parshin, A.M. Light transmission of liquid crystal domains formed by polycarbonate surface / A.M. Parshin, V.Ya Zyryanov, V.F. Shabanov // Optical Material Express – 2016. – Vol. 6 (9). – Pp. 2841–2846.
12. Паршин, А.М. Конфигурации директора в структурах нематика, адсорбированного на поверхности полимера / А.М. Паршин, В.Я. Зырянов, В.Ф. Шабанов // Жидкие кристаллы и их практическое использование. – 2015. – Вып.1. – С. 56–65.
13. Паршин, А.М. Структурирование поверхностного слоя пленки поликарбоната / А.М. Паршин, В.Я. Зырянов, В.Ф. Шабанов // Высокомолекулярные соединения. Серия С. – 2018. – Т.60. – №1. – С. 27–36.
14. Vicari, L. Liquid-crystal layer between rough polymeric surfaces / L.J. Vicari // Opt. Soc. Am. B. – 1999. – Vol. 16 (7). – Pp. 1135–1138.
15. Де Жен, П. Физика жидких кристаллов / П. Де Жен // М.: Мир, 1977. – 400 С.
16. Борн, М. Основы оптики / М. Борн, Э. Вольф // М.: Наука, 1973. – 720 С.
17. Parshin, A.M. Alignment of liquid crystals by polymers with residual amounts of solvents / A.M. Parshin, V.Ya Zyryanov, V.F. Shabanov // Scientific Reports – 2017. – Vol. 7. – Pp. 3042.
18. Bunning J.B. The effect of molecular biaxiality on the bulk properties of some nematic liquid crystals / J.B. Bunning, D.A. G rellin, T.F. Faber // Liq. Cryst. – 1986. – Vol. 1. – Pp. 37–51.
19. Bradshaw, M.J. The Frank constants of some nematic liquid crystals / M.J. Bradshaw, E.P. Raynes, J.D. Bunning, T.E. Faber // J. Phys. France. – 1985. – Vol. 46 (9). – Pp. 1513–1520.
20. Беляев, В.В. Вязкость нематических жидких кристаллов / В.В. Беляев // М.: Физматлит. – 2002. – 224 С.

Министерство науки и высшего образования РФ
Федеральное государственное автономное образовательное
учреждение высшего образования
«СИБИРСКИЙ ФЕДЕРАЛЬНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ»
Институт инженерной физики и радиоэлектроники
Базовая кафедра фотоники и лазерных технологий

УТВЕРЖДАЮ

Зав. баз. кафедрой ФилТ

А.Н. Втюрин

« 05 » июня 2019 г.

МАГИСТЕРСКАЯ ДИССЕРТАЦИЯ

Динамика оптического отклика доменной структуры нематика в импульсном магнитном поле

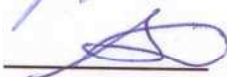
Научный руководитель



профессор,
д-р физ.-мат. наук

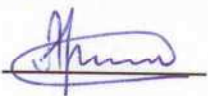
А.Н. Втюрин

Выпускник



А.В. Баранник

Рецензент



доцент,
канд. физ.-мат. наук

А.С. Крылов

Красноярск 2019